

**VERSUCH ZUR POLARISIERUNG
VON DEUTERONEN MIT HILFE
EINER MAGNETISIERTEN NICKELFOLIE**

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie

vorgelegt der

Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Basel

von

WALTER LACHER

aus Basel

1973

1974

Basel

aku-Fotodruck

**VERSUCH ZUR POLARISIERUNG
VON DEUTERONEN MIT HILFE
EINER MAGNETISIERTEN NICKELFOLIE**

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie

vorgelegt der

Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Basel

von

WALTER LACHER

aus Basel

1974

Basel

aku-Fotodruck

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät auf Antrag der

Herren Professoren Dr. H.R. Striebel und Dr. R. Wagner

Basel, den 19. Juni 1973

Prof. Dr. M. Eichler

Dekan

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Abstract	3
1. Einleitung	5
1.1. Grundlagen	5
1.2. Uebersicht über die Arbeit	6
1.3. Prinzip des Vorgehens	7
2. Theoretische Betrachtungen	8
2.1. Elektronenaustausch im Nickel	8
2.2. Uebertragung der Elektronenpolarisation auf die Deuteronen	9
3. Messanordnung	13
3.1. Folienhalterung und -heizung, Strahlmonitorierung	14
3.2. Erzeugung und Messung der Magnetfelder	15
3.3. Trennung des geladenen und ungeladenen Strahl- anteils	16
3.4. Zähleranordnung und Elektronik	18
4. Messmethoden und Ergebnisse	20
4.1. Polarisationsexperiment	22
4.2. Depolarisationsexperiment	26
5. Diskussion	29
5.1. Experimentelle Fehlerquellen	29
5.2. Diskussion des Ergebnisses	31
Literaturverzeichnis	33
Verdankungen	34
Curriculum vitae	35



ABSTRACT

The pick-up of polarized electrons by fast deuterons passing through a magnetized nickel foil has been studied experimentally. A beam of 360-keV deuterons was sent through a polycrystalline nickel foil which was magnetized to saturation. Subsequently the deuterons passed adiabatically into a weak magnetic field. The nuclear tensor polarization P_{zz}^* of the atomic fraction of the beam has been measured and was found to be $P_{zz}^* = 0.00049 \pm 0.00146$ which is compatible with zero. This result is discussed in terms of the theoretical treatment by Ebel.

1. EINLEITUNG

1.1. Grundlagen

Trifft ein Strahl energiereicher Atome oder Ionen auf Materie, so tauschen diese bei Stössen mit den Targetatomen Elektronen aus. Ein Ionenstrahl enthält deshalb nach Durchgang durch eine Folie einen Anteil neutraler Atome, deren Elektronen aus der Folie stammen. Besteht die Folie aus einem magnetisierten Ferromagnetikum, so sind die Spins der Valenzelektronen teilweise ausgerichtet. Es ist deshalb zu vermuten, dass die Elektronen der aus der Folie austretenden Atome polarisiert sind. Bei einem adiabatischen Uebergang solcher Atome vom starken in ein schwaches Magnetfeld wird die Polarisation durch Spin-Spin-Wechselwirkung auf die Kernspins übertragen. Auf diesen Überlegungen basiert der Vorschlag für eine Quelle polarisierter Wasserstoffionen von E.K.Zavoiskii¹⁾.

Eine experimentelle Bestätigung dieser Vermutung fand M.Kaminsky²⁾. Er magnetisierte eine einkristalline Nickel-(110)-Folie bis zur Sättigung in einer $[111]$ -Richtung in Folienebene und liess darin Deuteronen kanalisieren. Die Deuteronen des neutralen Strahlanteils zeigten nach Durchlaufen eines adiabatisch auf 10 Gauss abnehmenden Magnetfeldes eine Tensorpolarisation, welche auf eine fast vollständige Ausrichtung der Spins der aus dem Nickel eingefangenen Elektronen schliessen liess. Ein analoges Experiment mit einer polykristallinen Folie ergab keine Polarisation.

Die überraschend grosse Polarisation bei dem Experiment mit der Einkristallfolie erklärte M.E.Ebel³⁾ damit, dass für kanalisierte Deuteronen Umladungen nur die 3d- und die 4s-Schale betreffen und dass die Wirkungsquerschnitte für Elektroneneinfang und besonders für Elektronenverlust von der Richtung des Elektronenspins abhängig sind. Elektronen mit Spin parallel zur Feldrichtung werden etwas häufiger eingefangen und viel sel-

tener ans Nickel abgegeben als diejenigen mit entgegengesetzter Spinstellung.

Setzt man diese Theorie als richtig voraus, so erwartet man auch für polykristalline Folien eine Polarisierung. Da die Deuteronen auch näher an die Gitteratome herankommen können, wenn sie nicht kanalisiert sind, spielen allerdings auch Wechselwirkungen mit anderen als 3d- und 4s-Elektronen eine Rolle, wodurch die Polarisierung verkleinert wird. Nimmt man für alle Nickel-Elektronen gleiche Wirkungsquerschnitte für Einfang und Verlust an, so erhält man eine Tensorpolarisierung, welche unter der Messgenauigkeit des Experiments von Kaminsky liegt. Es wurde deshalb das Experiment mit der polykristallinen Folie mit erhöhter Genauigkeit nochmals durchgeführt.

1.2. Uebersicht über die Arbeit

Im theoretischen Teil der Arbeit werden die Elektronenaustauschprozesse beim Durchgang energiereicher Deuteronen durch Nickel diskutiert und die Uebertragung der Elektronenpolarisation des Deuteriums auf den Kern beim Uebergang vom starken in ein schwaches Magnetfeld berechnet. Der Abschnitt "Messanordnung" enthält eine Beschreibung des Aufbaus des Experiments. Es sind darin auch die Methoden angegeben, mit denen einzelne Teile der Anordnung geprüft wurden. Am Anfang des vierten Kapitels werden die Grundlagen für die Messung der Tensorpolarisation der Deuteronen hergeleitet. Die beiden Unterkapitel beschreiben den detaillierten Verlauf, die Parameter und die Ergebnisse des Hauptexperiments sowie eines Kontrollexperiments. Den Abschluss der Arbeit bildet die Diskussion der Messmethode und der Ergebnisse.

1.3. Prinzip des Vorgehens

Die Experimente können folgendermassen zusammengefasst werden: Ein Deuteronenstrahl von 360 keV Energie wurde durch eine Nickelfolie geschossen, welche durch ein starkes Feld in der Folienebene magnetisiert war. Die mit 200 keV Energie aus der Folie austretenden Deuteriumatome trafen nach Durchlaufen eines adiabatisch abnehmenden Magnetfeldes ein Tritiumtarget. Ein elektrisches Feld verhinderte, dass der geladene Strahlanteil auf das Target gelangte. Durch elektrisches Heizen auf eine Temperatur oberhalb des Curiepunktes konnte die Polarisation der Elektronen in der Nickelfolie aufgehoben werden, um bei sonst unveränderter Messanordnung einen unpolarisierten Deuteriumstrahl zu erhalten. Durch Messung der Winkelverteilung der bei der $T(d,n)^4\text{He}$ -Reaktion entstehenden Neutronen bei kalter und heisser Folie wurde die Tensorpolarisation der Deuteronen bestimmt.

Um die Zuverlässigkeit der Messmethode zu prüfen, wurden auf dieselbe Messanordnung polarisierte Deuteronen geschossen. Die zu erwartende Depolarisation durch die Folie und das Magnetfeld wurde berechnet und mit dem Experiment verglichen.

2. THEORETISCHE BETRACHTUNGEN

Die Ausrichtung der Spins von Deuteronen beim Umladen in einer ferromagnetischen Folie erfolgt allfällig in zwei Schritten:

1. Einfang polarisierter Elektronen aus der magnetisierten Folie
2. Uebertragung der Elektronenpolarisation auf das Deuteron beim Uebergang der Deuteriumatome vom starken ins schwache Magnetfeld.

Wir wollen in den folgenden Abschnitten beide Prozesse untersuchen.

2.1. Elektronenaustausch im Nickel

Bevor wir die Polarisation der Elektronen in der Nickel-folie abschätzen, sollen der Elektroneneinfang und -verlust diskutiert werden. Für Deuteronenenergien bis etwa 200 keV ergeben sich theoretisch ⁴⁾ und experimentell ⁵⁾ Einfang- und Verlustquerschnitte der Grössenordnung πa_0^2 (a_0 = Bohrscher Radius des Wasserstoffatoms). Das heisst, in einem Teilchenstrahl stellt sich beim Eindringen in Materie das Ladungsgleichgewicht schon nach Durchlaufen einer Schicht von wenigen Gitterabständen Dicke ein ¹⁵⁾. Der Einfangquerschnitt ist maximal, wenn die Geschwindigkeit der einfallenden Teilchen mit der Bahngeschwindigkeit der einzufangenden Elektronen übereinstimmt. Das bedeutet für Deuteronen von etwa 200 keV Energie, dass bevorzugt die Valenz- und Leitungselektronen eingefangen werden.

Zur Abschätzung der erwarteten Deuteronenpolarisation benötigen wir die Kenntnis der Elektronenpolarisation im Nickel. Im kristallinen Nickel (Ordnungszahl $Z = 28$) haben das Valenz- und Leitungsband die Besetzungszahlen 9,4 und 0,6 ⁶⁾. Im ferromagnetischen Zustand haben im Valenzband 5 Elektronen Spin $+1/2$ und 4,4 Spin $-1/2$. Im Leitungsband sind die Spins abgepaart.

Daraus lassen sich die Besetzungszahlen der Deuterium-niveaux abschätzen. Nehmen wir als schlechtesten Fall an, dass alle Elektronen im Nickel vom Deuteron mit demselben Wirkungsquerschnitt eingefangen werden (obwohl nach den obigen Bemerkungen häufiger Elektronen der äusseren Schalen ausgetauscht werden), und setzen wir ferner voraus, dass bei der Ionisierung der Deuteriumatome keine Spinrichtung bevorzugt wird, so erhalten wir daraus als Anteil n^+ der Deuteriumatome mit Elektronenspin $+1/2$ nach Austritt aus der Folie

$$n^+ = \frac{14,3}{28} = 0,5107. \quad (2.1)$$

Da der einfallende Deuteronenstrahl unpolarisiert ist, ergeben sich für die Besetzungszahlen der Zeeman-Niveaux der Hyperfeinstruktur ⁷⁾ die Werte

$$\begin{array}{ll} \frac{1}{3} n^+ & \text{für die Niveaux 1,2,3} \\ \text{und} & \\ \frac{1}{3} (1-n^+) & \text{für die Niveaux 4,5,6.} \end{array}$$

2.2. Uebertragung der Elektronenpolarisation auf die Deuteronen

Nach Einfang eines Elektrons befindet sich das Deuteriumatom in einem seiner 6 Hyperfeinstrukturzustände im starken Magnetfeld ^{*}). Kern- und Elektronenspins sind dabei weitgehend entkoppelt. Um die beiden Spins zu koppeln, wird das Deuteriumatom in ein schwaches Feld gebracht. Damit die Polarisation nicht durch Uebergänge zwischen den Niveaux zerstört wird, muss das Feld adiabatisch abnehmen. Nach G. Clausnitzer ⁸⁾ heisst das,

^{*}) "Stark" heisst das Feld in diesem Zusammenhang, wenn die Energie des Deuteriumatoms im äusseren Feld grösser ist als die innere Energie der Spin-Spin-Wechselwirkung. Die kritische Feldstärke B_0 , bei der beide Energien gleich sind, ist für Deuterium 117 Gauss.

dass sich die magnetische Energie des Atoms während einer Larmorperiode weniger ändern darf, als der Energiedifferenz zu einem benachbarten Energieniveau entspricht. Die quantitative Formulierung dafür lautet ⁸⁾:

$$\frac{dB}{dt} < \frac{W}{\mu_B} \omega_L, \quad (2.2)$$

wobei B die magnetische Induktion,

μ_B das Bohrsche Magneton,

ω_L die Larmorfrequenz des Atoms und

W die Energiedifferenz zwischen zwei benachbarten Niveaux bedeutet.

Die Energien der 6 Hyperfeinstruktur-niveaux des Deuteriums sind durch folgende Formeln gegeben ⁹⁾:

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{\Delta E}{3} \left(1 + \frac{3}{2} x \right) \\ E_2 &= \frac{\Delta E}{3} \left(-\frac{1}{2} + \frac{3}{2} \sqrt{1 + \frac{2}{3} x + x^2} \right) \\ E_3 &= \frac{\Delta E}{3} \left(-\frac{1}{2} + \frac{3}{2} \sqrt{1 - \frac{2}{3} x + x^2} \right) \\ E_4 &= \frac{\Delta E}{3} \left(1 - \frac{3}{2} x \right) \\ E_5 &= \frac{\Delta E}{3} \left(-\frac{1}{2} - \frac{3}{2} \sqrt{1 - \frac{2}{3} x + x^2} \right) \\ E_6 &= \frac{\Delta E}{3} \left(-\frac{1}{2} - \frac{3}{2} \sqrt{1 + \frac{2}{3} x + x^2} \right). \end{aligned} \quad (2.3)$$

ΔE bezeichnet die Energiedifferenz der beiden Hyperfeinstruktur-niveaux bei $B = 0$ und x den Quotienten B/B_0 ($B_0 = 117$ Gauss).

Daraus ersieht man, dass die minimale Energiedifferenz ΔW zwischen zwei benachbarten Niveaux

$$\Delta W = \frac{2}{3} \mu_B B \quad (2.4)$$

beträgt. Wenn man berücksichtigt, dass die Larmorfrequenz für das Deuterium durch den Ausdruck

$$\omega_L = \frac{2}{3} \frac{\mu_B}{\hbar} B \quad (2.5)$$

gegeben ist, erhält man aus den Formeln (2.2) und (2.4) die Adiabatenbedingung

$$\frac{dB}{dt} < \frac{4}{9} \frac{\mu_B}{\hbar} B^2. \quad (2.6)$$

Damit der Magnetfeldübergang für ein Deuteriumatom (Masse m_D) der Energie E adiabatisch verläuft, gilt folgende Bedingung für den räumlichen Feldverlauf:

$$\frac{dB}{ds} < \frac{4}{9} \frac{\mu_B}{\hbar} \sqrt{\frac{m_D}{2E}} B^2 \quad (2.7)$$

(s bezeichnet den durchlaufenen Weg).

Aus den Besetzungszahlen der verschiedenen Niveaux lässt sich die Deuteronenpolarisation in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke berechnen. Bezeichnet man mit $|1 m_I\rangle$ und $|1/2 m_J\rangle$ die Spin-Eigenvektoren des Deuterons bzw. des Elektrons, so entsprechen die Wellenfunktion der 6 Hyperfeinstrukturzustände folgenden Ausdrücken ¹⁰⁾:

$$\psi_1 = |11\rangle |1/2 \frac{1}{2}\rangle$$

$$\psi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sqrt{1 + \frac{x + \frac{1}{3}}{\sqrt{1 + \frac{2}{3}x + x^2}}} |10\rangle |1/2 \frac{1}{2}\rangle + \sqrt{1 - \frac{x + \frac{1}{3}}{\sqrt{1 + \frac{2}{3}x + x^2}}} |11\rangle |1/2 - \frac{1}{2}\rangle \right\}$$

$$\begin{aligned}\psi_3 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sqrt{1 + \frac{x - \frac{1}{3}}{\sqrt{1 - \frac{2}{3}x + x^2}}} |1-1\rangle |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle + \sqrt{1 - \frac{x - \frac{1}{3}}{\sqrt{1 - \frac{2}{3}x + x^2}}} |10\rangle |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle \right\} \\ \psi_4 &= |1-1\rangle |\frac{1}{2} -\frac{1}{2}\rangle \\ \psi_5 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sqrt{1 + \frac{x - \frac{1}{3}}{\sqrt{1 - \frac{2}{3}x + x^2}}} |10\rangle |\frac{1}{2} -\frac{1}{2}\rangle - \sqrt{1 - \frac{x - \frac{1}{3}}{\sqrt{1 - \frac{2}{3}x + x^2}}} |1-1\rangle |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle \right\} \\ \psi_6 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sqrt{1 + \frac{x + \frac{1}{3}}{\sqrt{1 + \frac{2}{3}x + x^2}}} |11\rangle |\frac{1}{2} -\frac{1}{2}\rangle - \sqrt{1 - \frac{x + \frac{1}{3}}{\sqrt{1 + \frac{2}{3}x + x^2}}} |10\rangle |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle \right\}.\end{aligned}\quad (2.8)$$

Mit n_i für die Besetzungszahl des i -ten Zustandes erhält man den Anteil N_0 der Deuteronen mit der magnetischen Spinquantenzahl $m_I=0$ als Summe der Niveaux 2,3,5 und 6:

$$\begin{aligned}N_0 &= \frac{1}{2} n_2 \left(1 + \frac{x + \frac{1}{3}}{\sqrt{1 + \frac{2}{3}x + x^2}}\right) + \frac{1}{2} n_3 \left(1 - \frac{x - \frac{1}{3}}{\sqrt{1 - \frac{2}{3}x + x^2}}\right) + \\ &+ \frac{1}{2} n_5 \left(1 + \frac{x - \frac{1}{3}}{\sqrt{1 - \frac{2}{3}x + x^2}}\right) + \frac{1}{2} n_6 \left(1 - \frac{x + \frac{1}{3}}{\sqrt{1 + \frac{2}{3}x + x^2}}\right).\end{aligned}\quad (2.9)$$

Daraus lässt sich die Tensorpolarisation berechnen. In einem Koordinatensystem mit der z^* -Achse in Richtung der Quantisierungsachse ist die Tensorpolarisation gegeben durch die Gleichung

$$P_{zz}^* = 1 - 3N_0. \quad (2.10)$$

Aus den in Abschnitt 2.1. abgeschätzten Besetzungszahlen ergibt sich für die minimal zu erwartende Polarisation der Wert

$$P_{zz}^* = -0,0066. \quad (2.11)$$

aufgetrennt. Die neutrale Komponente trifft das Tritiumtarget (7) und löst die $T(d,n)^4\text{He}$ - Reaktion aus. Die dabei entstehenden Neutronen werden durch die Szintillationszähler (8) nachgewiesen. Zwei zylindrische Permanentmagnete (2) erzeugen ein Feld von ca. 200 Gauss in der Folienebene, welches wegen der divergenten Polschuhe (4) langsam abnimmt. Zwei rechteckige Spulen (9) erzeugen in Achsennähe ein homogenes Führungsfeld von ca. 30 Gauss.

3.1. Folienhalterung und -heizung, Strahlmonitorierung

Damit die Folie geheizt werden konnte, wurde die Halterung als Stromzuführung ausgebildet. Wie aus Fig. 2 ersichtlich, wurde die $0,7\text{ }\mu\text{m}$ dicke Folie an den beiden Schmalseiten je zwischen zwei isoliert montierte Metallplättchen geklemmt, welche mit einer elektrischen Stromquelle verbunden waren.

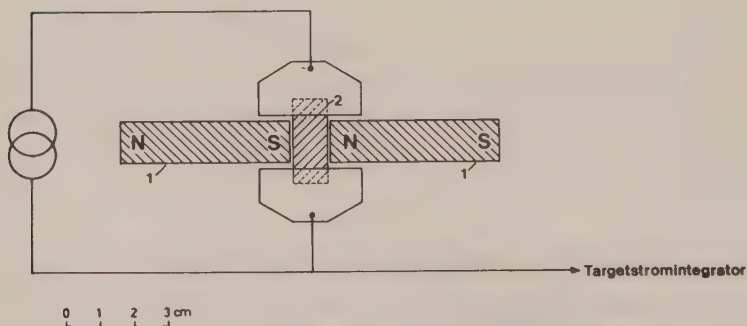


Fig. 2

Folienhalterung

(1 Permanentmagnete, 2 Folie)

Die Strahlintensität wurde mit einem an die Folie angeschlossenen Targetstromintegrator überwacht. Damit konnte allerdings nicht die absolute Strahlstromstärke gemessen werden, da nur ein Teil der Deuteronen ihre Ladung an die Folie abgab und die Sekundärelektronen nicht am Wegfliegen gehindert wurden. Wie experimentell festgestellt wurde, lagen die Messwerte zweibis dreimal zu hoch. Da aber die Kenntnis der Strahlintensität für die Polarisationsmessung nicht benötigt wurde, genügte diese Messmethode für die Strahlmonitorierung.

Die Temperatur der geheizten Folie wurde nicht quantitativ bestimmt, sondern es wurde der Heizstrom so eingestellt, dass die Folie schwach rot glühte. Damit war sichergestellt, dass die Temperatur über dem Curiepunkt von 358°C lag. Die Aufheizung der Folie durch den Deuteronenstrahl ist unproblematisch, wie im 5. Kapitel erwähnt wird.

3.2. Erzeugung und Messung der Magnetfelder

Das Magnetfeld von 200 Gauss in der Folienebene wurde mit zwei zylindrischen Permanentmagneten erzeugt, wie aus Fig. 2 ersichtlich. Zwei unter 15° abgewinkelte Polschuhe sorgten für eine genügend langsame Abnahme des Feldes (Fig. 1). Entlang dem Targetende des Hochvakuumrohres waren zwei rechteckige Spulen von 62 cm Länge und 19 cm Breite im Abstand von 13 cm angebracht, welche in Achsennähe ein homogenes Feld von 30 Gauss erzeugten.

Zur Prüfung der Adiabatenbedingung (2.7) wurde das Magnetfeld mit einer Hallsonde ausgemessen. Setzt man für die Deuteronenenergie 200 keV ein, was der Energie bei Austritt aus der Folie entspricht, so lautet Ungleichung (2.7)

$$\frac{1}{B^2} \frac{dB}{ds} < 0,89 \cdot 10^{-2} \text{ Gauss}^{-1} \text{ cm}^{-1}. \quad (3.1)$$

Wie Fig. 3 zeigt, ist diese Bedingung überall erfüllt.

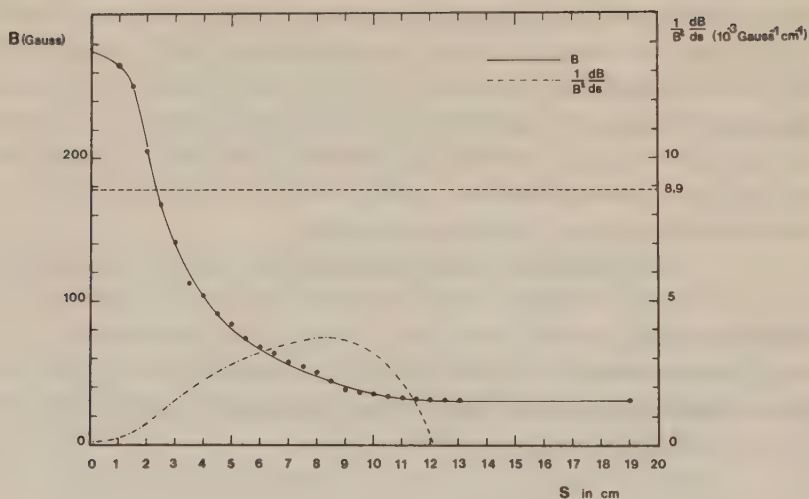


Fig. 3

Verlauf des Magnetfeldes und der Funktion $\frac{1}{B^2} \frac{dB}{ds}$

3.3. Trennung des geladenen und ungeladenen Strahlanteils

Die aus der Folie austretenden Deuteronen wurden in einem senkrecht zum Magnetfeld stehenden elektrischen Feld zwischen zwei rechteckigen Platten abgelenkt. An die untere der im Abstand von 4 cm symmetrisch zur Strahlachse montierten Platten wurde eine Spannung von +15 kV angelegt, die obere war geerdet. Um die Wirksamkeit der Anordnung zu prüfen, wurde die Stossrate der $T(d,n)$ -Neutronen als Funktion der Ablenkspannung gemessen. Fig. 4 zeigt das Verhältnis Stosszahl/Ladung in Abhängigkeit von der Ablenkspannung. Man ersieht daraus, dass offenbar eine

Spannung von 12 kV genügt, um den geladenen Strahl vom Tritiumtarget fernzuhalten.

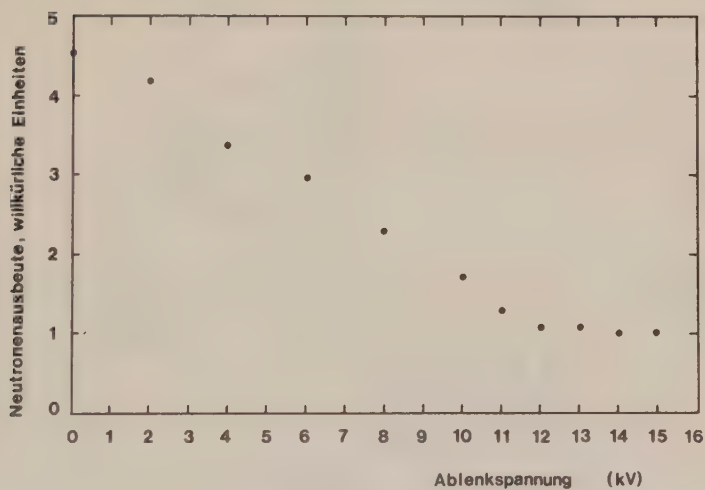


Fig. 4

Einfluss der Ablenkspannung auf die Neutronenausbeute

3.4. Zähleranordnung und Elektronik

Die Neutronen-Winkelverteilung wurde mit einer Anordnung von 5 aus einem Plastic-Szintillator NE 102 und einem Photomultiplier RCA 6342 A bestehenden Zählern gemessen. Die Zähleranordnung ist in Fig. 5 zusammen mit dem im weiteren benützten Koordinatensystem gezeichnet.

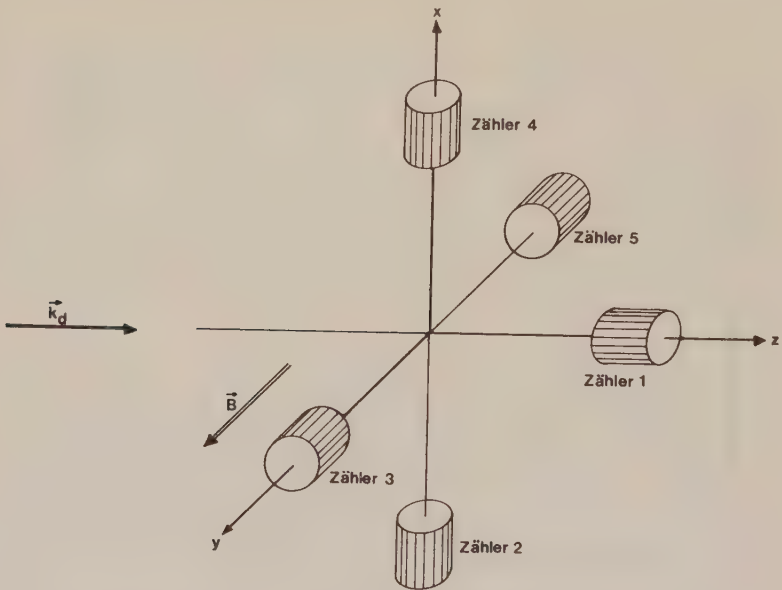


Fig. 5

Zähleranordnung

Die Verarbeitung der Photomultiplierimpulse geschah mit der in Fig. 6 gezeigten Elektronik.

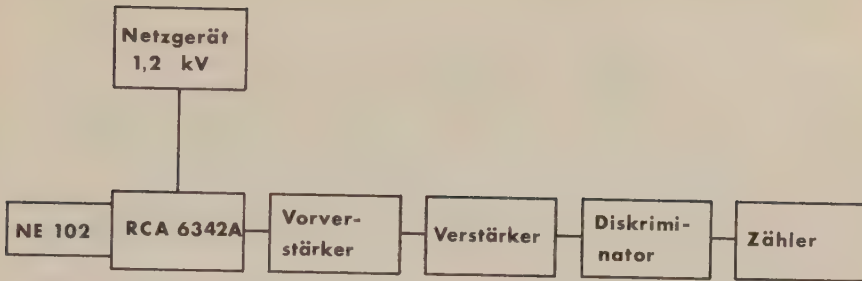


Fig. 6

Blockschema der Elektronik

4. MESSMETHODEN UND ERGEBNISSE

Die Tensorpolarisation der Deuteronen wurde wie früher ¹¹⁾ durch Messung der Winkelverteilung der T(d,n)-Neutronen bestimmt. Der Auswertung wurde die Annahme zugrundegelegt, dass die Reaktion nur über das durch s-Wellen angeregte $3/2^+$ -Niveau des Zwischenkerns abläuft. Mit dem in Fig. 7 dargestellten Koordinatensystem ergibt sich als Wirkungsquerschnitt für polarisierte Deuteronen

$$\sigma_p = \sigma_0 \left\{ 1 - \frac{1}{8} P_{zz}^* (3 \cos^2 \vartheta - 1) (3 \cos^2 \alpha - 1) - \frac{3}{8} P_{zz}^* (\sin 2\vartheta \cos \varphi \sin 2\alpha \cos \beta + \right. \quad (4.1)$$

$$\left. + \sin 2\vartheta \sin \varphi \sin 2\alpha \sin \beta + \sin^2 \vartheta \sin 2\varphi \sin^2 \alpha \sin 2\beta + \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi \sin^2 \alpha \cos 2\beta \right\}.$$

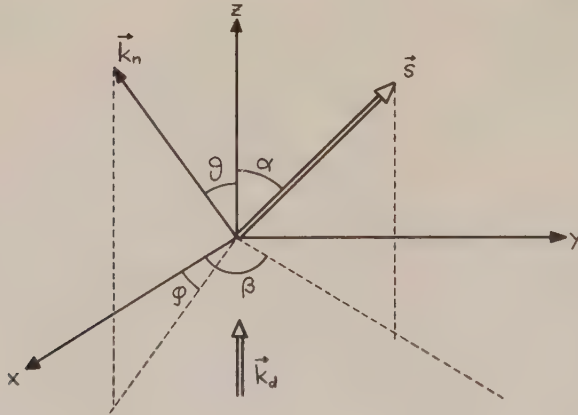


Fig. 7

Koordinatensystem für die
Darstellung der Polarisation

$\vec{s}$ = Einheitsvektor in Richtung der
Quantisierungsachse

σ ist der Wirkungsquerschnitt für unpolarisierten Strahl, P_{zz}^* die Tensorpolarisation beschrieben in einem Koordinatensystem, in dem die z^* -Achse in die Quantisierungsrichtung $\vec{s}$ zeigt.

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für polarisierten und unpolarisierten Strahl erhält man aus dem Verhältnis der auf gleiche Strahlintensität normierten Stossraten. Wenn man mit N^p , Q^p und N^o , Q^o die Stosszahlen resp. die Ladungen der auf der Folie aufgetroffenen Deuteronen bei Messung mit polarisiertem und unpolarisiertem Strahl bezeichnet, lautet der Ausdruck für die Wirkungsquerschnitte

$$\frac{\sigma_p^i}{\sigma_o} = \frac{N^p}{N^o} \frac{Q^o}{Q^p} . \quad (4.2)$$

Das Ladungsverhältnis Q^o/Q^p kann durch geeignete Kombination der Zählraten der verschiedenen Zähler eliminiert werden. Für die im Experiment verwendete, in Fig. 5 dargestellte Zähleranordnung gilt die Beziehung

$$2\sigma_p^1 + \sum_{i=2}^s \sigma_p^i = 6\sigma_o , \quad (4.3)$$

die man aus Gleichung (4.1) herleiten kann (der Index i bezeichnet den Zähler i). Also gilt

$$\frac{Q^o}{Q^p} = \frac{6}{2 \frac{N_1^p}{N_1^o} + \sum_{i=2}^s \frac{N_i^p}{N_i^o}} . \quad (4.4)$$

Somit kann der relative Wirkungsquerschnitt direkt aus den Stosszahlen bestimmt werden:

$$\frac{\sigma_p^i}{\sigma_o} = \frac{N_i^p}{N_i^o} \frac{6}{2 \frac{N_1^p}{N_1^o} + \sum_{i=2}^s \frac{N_i^p}{N_i^o}} . \quad (4.5)$$

In den vorliegenden Experimenten zeigt das Magnetfeld in Richtung der y -Achse. Die Winkel ω zwischen der Quantisierungsachse und den Neutronenimpulsrichtungen nehmen deshalb für die verschiedenen Zähler die in Tabelle 1 eingetragenen Werte an.

Verwendet man die zu Formel (4.1) äquivalente Gleichung für die Wirkungsquerschnitte für polarisierte Deuteronen

$$\sigma_p(\omega) = \sigma_0 \left(1 - \frac{1}{4}(3\cos^2\omega - 1)P_{zz}^*\right), \quad (4.6)$$

so erhält man für die Tensorpolarisation den Ausdruck

$$P_{zz}^* = \frac{4(1-A)}{A+2} \quad (4.7)$$

$$\text{mit } A = \frac{\sigma_p(0^\circ)}{\sigma_p(90^\circ)} = \frac{3}{2} \frac{\frac{\sigma_p^3}{\sigma_0} + \frac{\sigma_p^5}{\sigma_0}}{\frac{\sigma_p^4}{\sigma_0} + \frac{\sigma_p^2}{\sigma_0} + \frac{\sigma_p^4}{\sigma_0}}. \quad (4.8)$$

Tabelle 1

Die Winkel ϑ, φ und ω für die verschiedenen Zähler

Zähler Nr	ϑ	φ	ω
1	0°	-	90°
2	90°	180°	90°
3	90°	90°	0°
4	90°	0°	90°
5	90°	-90°	180°

4.1. Polarisationsexperiment

Das Hauptexperiment, nämlich die Messung der Deuteronenpolarisation der aus der magnetisierten Nickelfolie austretenden Deuteriumatome nach dem Uebergang ins schwache Magnetfeld, im folgenden "Polarisationsexperiment" genannt, wurde bei einer Einschussenergie von 360 keV und einem Targetstrom von 30 bis 40 nA durchgeführt. Das ganze Experiment umfasste 8 Messzyklen, die je aus folgenden 5 Teilmessungen bestanden:

1. Messung mit kalter Folie während 1000 s
2. Messung mit heisser Folie während 1000 s
3. Messung des Untergrundes während 200 s
4. Messung mit heisser Folie während 1000 s
5. Messung mit kalter Folie während 1000 s

Die Messungen mit kalter und heisser Folie lieferten die Stosszahlen N^p und N^o , vermehrt um den Untergrund. Für die Bestimmung der Untergrundstosszahlen wurde der Strahl mit dem Analysatormagneten abgelenkt. Die Diskriminatorpegel wurden so eingestellt, dass Neutronen mit Energien unter 8 MeV nicht registriert wurden.

In Tabelle 2 sind die Ergebnisse dargestellt. Es sind die nach Gleichung (4.5) berechneten relativen Wirkungsquerschnitte σ_p/σ_o für alle Zähler und alle 8 Messungen eingetragen. Die Fehler der Einzelmessungen wurden unter der Annahme einer Poissonverteilung für die Stosszahlen berechnet. Die in der letzten Zeile stehenden Mittelwerte wurden aus den mit den reziproken Fehlerquadraten gewogenen Einzelmessungen berechnet.

Für jede Einzelmessung wurde mit der Gleichung (4.8) die Asymmetrie A berechnet. Das Ergebnis steht in Tabelle 3. Der Mittelwert und sein Fehler wurden wie für die Wirkungsquerschnitte berechnet.

Tabelle 2

Relative Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Zähler

Messung Nr	$\frac{\sigma_p^1}{\sigma_0}$	$\delta \frac{\sigma_p^1}{\sigma_0}$	$\frac{\sigma_p^2}{\sigma_0}$	$\delta \frac{\sigma_p^2}{\sigma_0}$	$\frac{\sigma_p^3}{\sigma_0}$	$\delta \frac{\sigma_p^3}{\sigma_0}$	$\frac{\sigma_p^4}{\sigma_0}$	$\delta \frac{\sigma_p^4}{\sigma_0}$	$\frac{\sigma_p^5}{\sigma_0}$	$\delta \frac{\sigma_p^5}{\sigma_0}$
1	0,99887	$3,26 \cdot 10^{-3}$	0,99856	$3,65 \cdot 10^{-3}$	0,99835	$3,45 \cdot 10^{-3}$	1,00221	$3,54 \cdot 10^{-3}$	1,00314	$3,16 \cdot 10^{-3}$
2	0,99889	3,36	1,00317	3,78	0,99377	3,54	1,00441	3,66	1,00086	3,25
3	0,99988	3,51	0,99814	3,97	0,99867	3,77	1,00269	3,88	1,00074	3,37
4	1,00094	3,21	1,00008	3,61	0,99807	3,41	0,99877	3,51	1,00120	3,08
5	1,00296	2,98	0,99761	3,33	0,99439	3,13	0,99816	3,24	1,00393	2,87
6	1,00173	3,39	1,00032	3,80	1,00273	3,60	0,99601	3,67	0,99749	3,25
7	0,99808	3,15	1,00222	3,56	1,00114	3,38	1,00358	3,47	0,99691	3,03
8	1,00201	3,44	0,99274	3,83	1,00653	3,69	0,99892	3,74	0,99779	3,29
$\overline{\frac{\sigma_p^i}{\sigma_0}}, \delta \frac{\sigma_p^i}{\sigma_0}$	1,00045	$1,16 \cdot 10^{-3}$	0,99914	$1,30 \cdot 10^{-3}$	0,99897	$1,23 \cdot 10^{-3}$	1,00053	$1,26 \cdot 10^{-3}$	1,00036	$1,11 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 3 Asymmetrie

Messung Nr	A	δA
1	1,000865	$3,09 \cdot 10^{-3}$
2	0,995169	3,17
3	0,999468	3,34
4	0,999705	3,04
5	0,999583	2,81
6	1,000757	3,21
7	0,997735	2,99
8	1,004279	3,27
$\bar{A}, \overline{\delta A}$	0,999636	$1,097 \cdot 10^{-3}$

Zum Vergleich wurde die Asymmetrie direkt aus den Mittelwerten der Wirkungsquerschnitte berechnet. Das Ergebnis

$$A = 0,99962 \pm 0,0011$$

stimmt gut mit dem in Tabelle 3 stehenden Wert $\bar{A}$ überein.

Setzt man in Formel (4.7) das Mittel aus beiden Werten für A ein, so erhält man die Tensorpolarisation

$$P_{zz}^* = 0,00049 \pm 0,00146.$$

Der Wert von P_{zz}^* ist also mit Null verträglich.

Das heisst, entweder fängt das Deuteron aus der Nickel-folie keine polarisierten Elektronen ein oder eine vorhandene Polarisation wird auf dem Weg von der Folie zum Tritiumtarget wieder zerstört. Eine solche Depolarisation könnte durch Uebergänge zwischen den Hyperfeinniveaux zustandekommen, wenn das Magnetfeld nicht adiabatisch abnimmt. Um diese Möglichkeit aus-

zuschliessen, wurde das im nächsten Abschnitt beschriebene Experiment durchgeführt.

4.2. Depolarisationsexperiment

Um zu prüfen, ob das Magnetfeld von der Nickelfolie zum Tritiumtarget adiabatisch verläuft, wurden polarisierte Deuteronen auf die Folie geschossen, die Polarisation des ungeladenen aus der Folie austretenden Strahlanteils gemessen und mit der theoretisch zu erwartenden verglichen.

Dieses "Depolarisationsexperiment" wurde an einem 1-MV-Kaskadenbeschleuniger durchgeführt, der mit einer Quelle polarisierter Deuteronen ausgerüstet war. Die in ¹²⁾ beschriebene Quelle, die nach dem Atomstrahlprinzip mit adiabatischen HF-Uebergängen arbeitet, wurde so betrieben, dass vor dem Ionisator die Hyperfeinstrukturniveaux 3, 4 und 6 besetzt waren. Fassen wir den Strahl als Ueberlagerung eines unpolarisierten und eines vollständig polarisierten Anteils auf und berücksichtigen wir nur den polarisierten, so sind die Besetzungszahlen für die drei Niveaux je 1/3. Unter der (nach dem vorhergehenden Abschnitt begründeten) Annahme, dass die in der Folie aufgepickten Elektronen unpolarisiert seien, ergeben sich folgende Besetzungszahlen für die sechs Hyperfeinniveaux der aus der Folie austretenden Deuteriumatome:

Niveau Nr	1	2	3	4	5	6
Besetzungszahl	1/6	0	1/3	1/3	0	1/6

Daraus lässt sich mit der Beziehung (2.9) der Anteil N_0 der Deuteronen mit der magnetischen Spinquantenzahl $m_I = 0$ zu

$$N_0 = \frac{1}{6} \left(1 - \frac{x - \frac{1}{3}}{\sqrt{1 - \frac{2}{3}x + x^2}} \right) + \frac{1}{12} \left(1 - \frac{x + \frac{1}{3}}{\sqrt{1 + \frac{2}{3}x + x^2}} \right) \quad (4.9)$$

berechnen.

Für das Depolarisationsexperiment wurde die Targetanordnung so montiert, dass die Richtung des magnetischen Feldes mit der Quantisierungsachse des Strahls übereinstimmte. Die Polarisationsmessung geschah im Prinzip wie beim Experiment mit unpolarisierter Quelle mit der Ausnahme, dass für die Vergleichsmessung mit unpolarisiertem Strahl nicht die Folie geheizt, sondern die Strahlpolarisation ausgeschaltet wurde. Die Einschussenergie betrug 360 keV, die Strahlintensität 5 bis 10 nA. Die übrigen experimentellen Parameter wurden gegenüber dem Hauptexperiment nicht geändert. Der Polarisationsgrad des einfallenden Strahls wurde nach Gleichung (4.7) an einer anderen Targetstation gemessen, in welcher das Tritiumtarget direkt vom Strahl getroffen wurde. Das gesamte Experiment bestand aus folgenden Teilen:

1. Messung der Strahlpolarisation
2. Messung mit unpolarisiertem Strahl
3. Messung mit polarisiertem Strahl, min. Magnetfeld = 30 G
4. Messung mit polarisiertem Strahl, min. Magnetfeld = 10 G
5. Messung mit polarisiertem Strahl, min. Magnetfeld = 0
6. Messung des Untergrundes
7. Messung der Strahlpolarisation

Die Messungen mit verringerter Feldstärke des schwachen Magnetfeldes wurden durchgeführt, um zu prüfen, ob bei nicht adiabatischem Feldübergang tatsächlich eine zusätzliche Depolarisation stattfindet, ob also das Experiment zur Prüfung des adiabatischen Feldübergangs geeignet ist.

Der am Anfang und am Ende des Experiments gemessene Polarisationsgrad des Strahls betrug $0,6201 \pm 0,0046$ resp. $0,6145 \pm 0,0048$. Mit den Gleichungen (4.9) und (2.10) wurde die erwartete Polarisation für einen vollständig polarisierten einfallenden Strahl berechnet. Die mit dem Polarisationsgrad multiplizierten Werte sind in Tabelle 4 unter der Bezeichnung

$(P_{zz}^*)_{\text{ber}}$ eingetragen. Dort stehen auch die experimentellen Werte $(P_{zz}^*)_{\text{exp}}$.

Tabelle 4

Gemessene und berechnete Polarisationen bei polarisiertem einfallendem Strahl

Feldstärke B des schwachen Feldes	$(P_{zz}^*)_{\text{exp}}$	$(P_{zz}^*)_{\text{ber}}$	$\frac{(P_{zz}^*)_{\text{ber}} - (P_{zz}^*)_{\text{exp}}}{(P_{zz}^*)_{\text{ber}}}$
30 Gauss	$0,186 \pm 0,013$	0,211	11,8 %
10 "	$0,079 \pm 0,025$	0,139	43,2 %
0	$0,020 \pm 0,025$	0,103	-

Das Experiment zeigt, dass der Magnetfeldübergang auf 30 Gauss adiabatisch verlief, also die Deuteriumatome beim Polarisationsexperiment nicht depolarisiert wurden, dass aber bei einem nicht adiabatischen Uebergang auf 10 Gauss und darunter die Polarisation zerstört wurde.

5. DISKUSSION

Im ersten Teil der Diskussion werden mögliche experimentelle Fehler besprochen, während sich der zweite Teil damit befasst, weshalb die beobachtete Deuteronenpolarisation den Wert Null aufweist.

5.1. Experimentelle Fehlerquellen

Für den Einfang polarisierter Nickel-Elektronen durch die Deuteronen gibt es zwei notwendige Bedingungen: Die Folie muss so stark magnetisiert sein, dass die Spins der Valenzelektronen ausgerichtet sind, und die Oberfläche der Folie muss sauber sein. Die erste Voraussetzung bedingt ein genügend starkes äusseres Magnetfeld und eine unter dem Curiepunkt liegende Folientemperatur. Das durch die Permanentmagnete erzeugte Feld von 200 Oe reicht aus, die Folie fast vollständig magnetisch zu sättigen ¹³⁾. Die zwei- bis dreiprozentige Abweichung von der Sättigungsmagnetisierung rührt davon her, dass die Spins einzelner Weisscher Bezirke nicht genau entlang dem äusseren Feld ausgerichtet sind, sondern eine energetisch günstigere Lage parallel zu einer der Feldrichtung benachbarten [111]-, [110]- oder [100]-Richtung einnehmen ¹⁴⁾.

Auch die Aufheizung der Folie durch den Deuteronenstrahl ist unkritisch, denn eine Abschätzung der Wärmeleitung und -strahlung zeigt, dass bei einer Strahlintensität von 40 nA die Folientemperatur überall unter 100° C liegt.

Die Frage nach der Oberflächenreinheit ist schwieriger zu beantworten, denn die Wirkungsquerschnitte für Elektronenaustausch sind so gross, dass alle Elektronen der die Folie verlassenden Deuteriumatome aus einer Tiefe von höchstens einigen nm stammen. Eine Schicht Fremdmaterial von wenigen Gitterabständen Dicke würde also schon genügen, um die Polarisation vollständig

zu zerstören. Diese Frage wurde experimentell angegangen. Da das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für Elektroneneinfang und -verlust schwach materialabhängig ist ¹⁵⁾, wurde versucht durch Messung des Intensitätsverhältnisses der aus der Folie austretenden Deuteronen und Deuteriumatome eine Oberflächenverschmutzung festzustellen. Dieses Verhältnis wurde über die Neutronenausbeute bei ein- und ausgeschaltetem elektrischem Ablenkfeld bestimmt. Die Messungen mit einer stunden- bis tagelang auf etwa 500 bis 600° C geheizten Folie zeigten keinen Unterschied gegenüber solchen mit unbehandelter Folie. Auch eine Polarisationsmessung nach 25-stündigem Heizen bestätigte die früheren Ergebnisse.

Es kann also angenommen werden, dass die Folie durch das Heizen während des Polarisationsexperimentes sauber blieb. Einen weiteren Hinweis auf eine saubere Oberfläche liefert die Beobachtung, dass die Folie bei der Auftreffstelle des Strahls während des ganzen Experiments optisch sauber blieb, wogegen sich bei Verwendung einer kalten Folie immer eine von bloßem Auge sichtbare Schmutzschicht bildete.

Nach Austritt aus der Folie könnte die Polarisation durch Stöße mit den Restgasmolekülen oder durch den Einfluss des magnetischen Feldes zerstört werden. Bei einem Druck von 10^{-5} Torr finden auf dem Weg zum Tritiumtarget im Mittel 10^{-3} Umladungen statt. Damit kann der Einfluss des Restgases vernachlässigt werden. Eine Depolarisation durch die Inhomogenität des Magnetfeldes darf nach den Ergebnissen des im Abschnitt 4.2. beschriebenen Experiments auch ausgeschlossen werden.

5.2. Diskussion des Ergebnisses

Mit den Bemerkungen im letzten Abschnitt ist die Zuverlässigkeit der Messungen gesichert. Es gibt also prinzipielle Gründe dafür, dass das Messergebnis nicht mit den Erwartungen übereinstimmt. Da dasselbe Experiment einen grossen Polarisierungseffekt zeigt, wenn die Deuteronen in einer Einkristallfolie kanalisiert werden ²⁾, konzentriert sich die Diskussion auf den Vergleich der beiden Folien.

Es stellt sich vorerst die Frage, ob die Kanalisierung der Deuteronen für die Erzeugung einer Polarisation wesentlich ist, oder ob schon die Verwendung einer Einkristallfolie genügt; mit anderen Worten, ob die unterschiedlichen Ergebnisse der beiden Experimente durch Folien- oder Bahneigenschaften des Deuterons zu erklären sind. Leider wurde bis jetzt kein Experiment mit einer Einkristallfolie, aber unkanalisierten Deuteronen veröffentlicht. Immerhin lassen sich auch theoretisch gewisse Aussagen machen.

Da in einem einzelnen Kristalliten der polykristallinen Folie sehr viele Umladungen (Grössenordnung 100) stattfinden, stammt das beim Austritt aus der Folie ans Deuteron gebundene Elektron mit grosser Wahrscheinlichkeit aus dem obersten Kristalliten. Es spielt folglich gar keine Rolle, ob sich dieser als Einkristall fortsetzt oder nicht. Da die Folie im vorliegenden Experiment magnetisch fast gesättigt war, ist die Magnetisierungsrichtung praktisch unabhängig von den kristallographischen Orientierungen der einzelnen Bereiche. Das heisst, wenn das Polarisierungsexperiment mit beliebig orientierten Einkristallfolien einen Effekt gäbe, müsste er auch bei Verwendung einer polykristallinen Folie auftreten. Umgekehrt kann aus dem negativen Ergebnis des Polarisierungsexperiments geschlossen werden, dass die Kanalisierung für die Erzeugung der Polarisation eine notwendige Bedingung ist. Es ist deshalb zu untersuchen, wodurch sich die Wechselwirkungsprozesse zwischen Deuteron und

Nickel für Bahnen innerhalb und ausserhalb von Kristallkanälen unterscheiden. Im Gegensatz zum ersten Fall haben die Deuteronen im zweiten keine nach unten begrenzten Abstände zu den Gitteratomen und können deshalb tiefer in die Atomhüllen eindringen. Dadurch können einerseits auch Elektronen von tieferliegenden Schalen eingefangen werden, andererseits können durch die heftigeren Kollisionen die Nickel- und Deuteriumatome stärker angeregt werden.

Da, wie im zweiten Kapitel dargestellt ist, die Elektronen aus den inneren Schalen mit kleinerer Wahrscheinlichkeit eingefangen werden als die schwächer gebundenen, verkleinern sie zwar die Polarisierung, lassen sie aber nicht zu Null werden. Denn selbst, wenn sie dieselben Einfangquerschnitte wie die Valenz- und Leitungselektronen hätten, wäre die Deuteronenpolarisation messbar von Null verschieden, wie Gleichung (2.11) zeigt.

Die Anregung der Nickelatome durch den Strahl kann vernachlässigt werden, da die mittlere Zeit von $10^2 - 10^3$ s zwischen den Kollisionen zweier Deuteronen mit ein- und demselben Nickelatom gegenüber der Lebensdauer der angeregten Zustände lang ist. Höhere Energiezustände der Deuteriumatome hätten auf die Polarisierung nur einen Einfluss, wenn die Elektronenspins beim Übergang in den Grundzustand umklappen könnten. Dies wird aber durch die in unserem Fall geltenden Auswahlregeln für L-S-Kopplung ausgeschlossen.

Schlussbemerkung

Das Resultat der vorliegenden Arbeit kann folgendermassen zusammengefasst werden: Mit Hilfe einer magnetisch gesättigten polykristallinen Nickelfolie lassen sich Deuteronen nicht polarisieren. Daraus lässt sich folgern, dass wahrscheinlich auch eine Einkristallfolie nur kanalisierte Deuteronen zu polarisieren vermag. Dieses Ergebnis lässt sich aufgrund der im zweiten Kapitel dargestellten Theorie nicht erklären.

LITERATURVERZEICHNIS

- 1) E.K.Zavoiskii, Zh.Eksperim.i Theor.Fiz. 32, 408 (1957)
engl. Uebers.: Soviet Physics JETP 5, 338 (1957)
- 2) M.Kaminsky, Phys.Rev.Let. 23, 819 (1969)
- 3) M.E.Ebel, Phys.Rev.Let. 24, 1395 (1970)
- 4) N. Bohr, Kgl.Danske Videnskab.Selskab, Mat.Phys.Medd.
18, Nr.8 (1948)
- 5) E.Segrè, Experimental Nuclear Physics, Vol.I,p.192
Wiley 1960
- 6) J.C.Slater, Phys.Rev. 49, 537 (1936)
- 7) W.Haeberli, Ann.Rev.Nucl.Sc. 17, 373 (1967)
- 8) G.Clausnitzer, Nucl.Instr.Meth. 23, 309 (1963)
- 9) R.Beurtey, Proc.of the 2nd International Symposium on
Polarisation Phenomena of Nucleons, p.33 (1966)
- 10) K.Jeltsch, Diplomarbeit Basel 1966
- 11) R.Neff, P.Huber, H.P.Nägele, H.Rudin und F.Seiler, Helv.
Phys.Acta 44, 679 (1971)
- 12) H.Grunder, R.Gleyvod, G.Lietz, G.Morgan, H.Rudin, F.Seiler
und A.Stricker, Helv.Phys.Acta 44, 662 (1971)
- 13) Am.Inst.of Phys.Handbook, 3rd ed., p.5-162 (1972)
- 14) R.Becker, W.Döring, Ferromagnetismus, Kap.III, Springer
(1939)
- 15) J.A.Phillips, Phys.Rev. 97, 404 (1955)

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Basel durchgeführt. Herrn Prof. Dr. H.R. Striebel spreche ich meinen herzlichen Dank für viele wertvolle Anregungen und seine fachliche wie moralische Unterstützung aus. Herrn dipl. Phys. W. Schröder danke ich für seine Mitarbeit beim Aufbau des Experiments und bei den Messungen. Besonderer Dank gilt Herrn dipl. Phys. M. Glor für seinen Einsatz beim Experiment in der 1-MV-Anlage. Weiterhin gebührt Dank den Herren von der mechanischen und elektronischen Werkstatt für ihre grosse Hilfe bei vielen technischen Problemen.

Die Arbeit wurde finanziell vom Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung unterstützt.

CURRICULUM VITAE

Am 29. Oktober 1945 wurde ich, Walter Hans Lacher, heimatberechtigt in Basel, Sohn des Ernst Lacher und seiner Ehefrau Clara, geborene Gygax, in Basel geboren.

Von 1952 bis 1956 besuchte ich die Primarschule. Anschliessend trat ich in das Humanistische Gymnasium ein, wo ich im Frühling 1964 die Maturitätsprüfung bestand. Im Sommersemester desselben Jahres immatrikulierte ich mich an der Universität Basel. Im Herbst 1966 legte ich hier die Vordiplomprüfung in Experimentalphysik, Mathematik und Astronomie ab. Das Diplom in Experimentalphysik mit den Nebenfächern Mathematik und theoretische Physik erhielt ich im Frühling 1969. Nach einem dreimonatigen Englandaufenthalt begann ich im Herbst die vorliegende Arbeit unter Anleitung von Herrn Prof. Dr. H.R. Striebel. Daneben war ich als Assistent im Unterricht beschäftigt. Im April 1973 verheiratete ich mich Hedwig Stähli aus Bern.

Für meine wissenschaftliche Ausbildung danke ich folgenden Herren Professoren und Dozenten:

K. Alder, E. Baldinger[†], E. Baumgartner, W. Becker, R. Conzelmann, W. Czaja, P. Diehl, M. Eichler, H. Huber, P. Huber[†], E. Miescher, H. Rudin, F. Seiler, P. Scherrer[†], H.R. Striebel, R. Wagner und I. Zschokke-Gränacher.

